



TITLE:

放射対流平衡大気中の積雲対流(熱対流の数理)

AUTHOR(S):

岩朝, 美晴; 阿部, 豊; 田中, 浩

CITATION:

岩朝, 美晴 ...[et al]. 放射対流平衡大気中の積雲対流(熱対流の数理). 数理解析研究所講究録 1996, 970: 115-124

ISSUE DATE:

1996-10

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/60676>

RIGHT:

放射対流平衡大気中の積雲対流

岩朝美晴*

Yoshiharu Iwasa

中京学院大学経営学部

阿部 豊

Yutaka Abe

東京大学理学部

田中 浩

Hiroshi Tanaka

名古屋大学大気水圏科学研究所

はじめに

地球大気を熱的なシステムとして見たとき、第一義的には、太陽からの可視光域にピークをもつ短波放射によるエネルギーの供給と、地球自体が宇宙空間へ射出する赤外域にピークをもつ長波放射によるエネルギーの消失とがつりあった放射平衡状態として、現在の気候が維持されていると考えられる。近年、二酸化炭素量の増大に伴う温室効果による温暖化が議論されている。温室効果は、二酸化炭素のような温室効果気体が入射する短波放射に関してはほとんど相互作用しないで素通しさせる一方、射出されるべき長波放射を大気中にトラップするため、実質的な射出量を減らしてしまい、結果として地球のエネルギー収支が正になって温暖化が起きて再びエネルギー収支がつりあう温度まで加熱されるという現象をいう。

しかし、放射平衡では大気下層の構造を説明することはできない。長波放射だけによって大気下層の温室効果気体量の多い領域で上方へエネルギーを運ぼうとすると、大気の鉛直温度勾配が大きくなって力学的な成層不安定がおきてしまうのである。この不安定を解消するように、対流が発生する。対流は現実の大気中では積雲として観測されるが、この対流活動が大気下層に形成される対流圏の成因である。したがって、下層大気の熱平衡を議論するためには、放射過程だけではなく、力学的な対流過程を考慮する必要がある。大気中におけるこれらの両方の物理過程を考慮した熱的つりあいを放射対流平衡という。放射対流平衡に関しては数値モデルを用いた多くの研究がなされている。Manabe and Strickler(1964)に始まる最初のタイプは、対流調節モデルである。これは鉛直1次元モデルで、放射平衡大気の下層の部分に本来

形成されるべき対流圏を仮定し、対流圏内では適当な断熱温度分布を与える。大気下端温度や対流圏の上端である圏界面の高さは、系の放射収支がつりあうように決定される。

ところが、対流調節モデルは温度勾配という積雲活動の結果は取り込んではいないものの、積雲自体の物理過程は表現されていない。このような物理過程の欠落を補うべくして構築されたモデルの例として、積雲煙突モデルが挙げられる。これは上昇域と下降域を区別するもので、上昇域で下端から吸い込まれた気塊が湿潤静的エネルギーを保存しながら積雲内を上昇し、上端の圏界面から周囲に吹き出して放射による冷却を受けながら下降流域を下降するという物理的描像をもつ。この場合、上昇流域の積雲内部では空気塊に含まれる水蒸気が凝結するため、潜熱(凝結熱)が解放され、上昇流は強化される。その一方で、水蒸気を落として乾燥した空気塊が下降域を降りてくることになる。Lindzen(1990)は、もし二酸化炭素量が増えて温暖化がおきても、そのために強化される積雲対流がより多くの水蒸気を大気中から除去するため、上昇流域に比べてずっと広い水平面積を占める下降流域が乾燥し長波放射が有効に宇宙空間へ射出されるようになると考えられることを根拠に、積雲によるこの水蒸気除去機構が、二酸化炭素増大による温暖化を抑制する可能性を示唆した。

上に述べたモデルは、いずれも鉛直1次元のもので、本質的に直接積雲対流を表現することはできない。そのため、対流調節モデルでは対流圏内の温度勾配や水蒸気分布を、積雲煙突モデルでは積雲内の質量フラックスなどを積雲対流に関するパラメータとしてモデルの外部から与えなければならず、任意性の混入する余地がある。さらに、大気下層では二酸化炭素とともに水蒸気が重要な温室効果気体であるが、大気全域にわたってほぼ一定の混合比をもつと考えられる二酸化炭素などの非凝結気体に対して、水蒸気はその供給・輸送・相変化などが強く力学的に支配されるため、応答が非線形的であり予測が困難である。そこで実際に放射過程と対流過程を対等に扱える多次元モデルを用いた放射対流平衡の本質的な現象の理解が必要とされている。

数値モデルについて

放射対流平衡状態の大気構造を得るために、水平128km、鉛直25kmの鉛直

2次元平面内で、大気中の放射過程と対流過程を明示的に扱うモデル(以下力学的モデル)を構築した。ただし、我々の目的は実際の大気を厳密にシミュレートすることではなく、大気的基本的な物理機構を解明することにあるので、モデルは放射対流平衡を表現できる範囲でできるだけ単純化したものとする。

放射過程については水蒸気とCO₂を想定した非凝結気体成分の2成分が関与する灰色長波放射のみを扱い、散乱・反射は考えない。大気下端から供給する顕熱・潜熱・長波放射によるエネルギーフラックスの合計が、地表に到達する実質的な太陽からの短波放射フラックスの値に等しくなるように各水平位置ごと、および各タイムステップごとに地表温度を調節する。地表は熱容量が0で飽和水蒸気によって満たされた境界を仮定したことになるが、大気中へ供給されるエネルギーフラックスの各成分への分配は大気自体がその状態と運動により決定する。大気上端から系外へ射出される長波放射によって系内のエネルギーが調節され、時間の経過とともに漸近的に系は平衡状態に近づく。

対流過程については大気を流体として扱い、運動方程式を解くことによって扱う。方程式系は音波を排除した非弾性系を用いる。時間発展する物理量は渦度、温度、水蒸気混合比である。水蒸気は凝結すると潜熱を解放した後直ちに落下して大気中から除去されるとする擬断熱過程を仮定する。大気中のCO₂量に関しては、対応する1D放射対流調節モデルにおいて、現実の大気に近い大気構造を与えた場合(Std)、二酸化炭素量倍増時として対流調節モデルの大気下端がStdにくらべて約3K温暖化した場合(Enh)、CO₂量を極端に大きくとった場合(Xtr)のそれぞれに対応する吸収係数を与え、大気の応答を調べた。初期値に対流調節モデルの平衡状態を用いた場合でも、力学的モデルの平衡状態に到達するためには、すべての場合で160日から200日にわたる時間積分が必要である。

結果

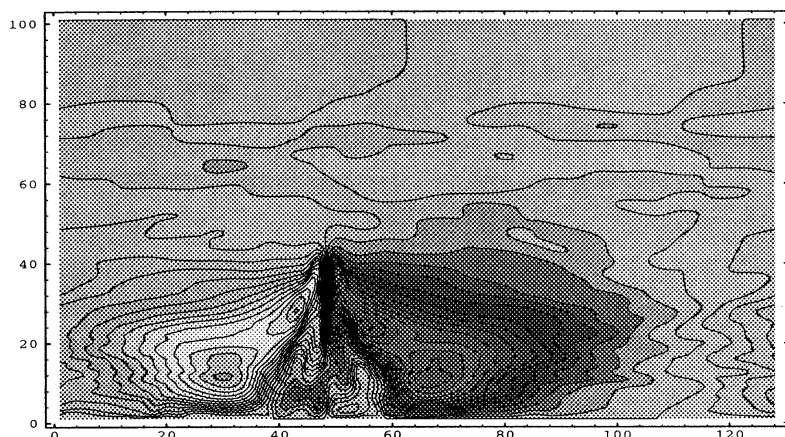


図1 Xtrの場合の平衡状態において数時間の周期で間欠的に発達する積雲が最も発達した時刻(発達をはじめてから40[分])における流線関数。最大上昇流速は10[ms⁻¹]程度にまで達し、狭い上昇流域で水蒸気が凝結して積雲が形成される。このような巨大な積雲が発達しない間も大気下端には深さ2[km]ほどの混合境界層(CBL)が維持されている。横軸は水平方向[km]、縦軸はz=0[km]からz=25[km]までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]。

平衡状態では、数時間の周期で数十分程度のライフタイムを持つ巨大な積雲(図1)が間欠的に発達する。大気下端には、深い積雲対流の発達に関係なく、常に浅い対流運動がみられ、対流境界層(CBL)が形成されている。

平衡状態での水平平均温度(図2)でみると、対流圏中・上層部では、従来用いられている相対湿度を一定と仮定した対流調節モデルの結果ときわめて近いものになる。しかし大気下端に形成されるCBL内では水蒸気の凝結が起きないので、温度勾配は対流圏中・上層部での値よりも大きく、乾燥断熱の値をとる。CO₂量を増やすとCBLはその厚さを増すため、この層の存在を考慮していない他のモデルの結果とくらべると、大気下端の温暖化がますます促進される結果となる。

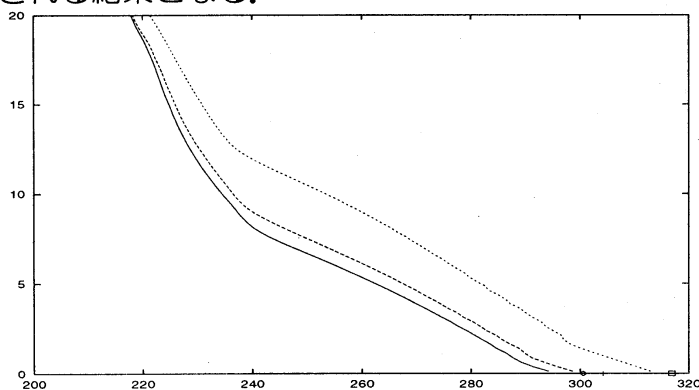


図2 衡状態において10日間にわたる時間平均および水平平均をとった温度の鉛直分布。実線・破線・点線の順にそれぞれStd, Enh, Xtrの場合。CO₂量増加とともに、大気温度は上昇する。対流圏中層の温度勾配は湿潤断熱のものとは一致させることができるが、大気下端に形成される対流混合層内では乾燥断熱勾配をもっているため、大気下端ではCO₂が増大するとともに温度上昇が加速される。

水蒸気混合比(絶対湿度)がCO₂の増量に伴って増加する傾向は、対流調節モデルと同様である。しかし、CBL上端を除き、対流圏のほとんどで対流調節モデルの値より小さくなり、その差はCO₂量が増えるとともに顕著になっている。上昇流の軸と下降流の軸に沿ってみると(図3)、大気の上昇流域では、気塊が上昇するにしたがい、積雲内の凝結によって水蒸気が除去されていくため、水蒸気混合比は減少するようすが確認できる。下降流域では、もし圏

界面の気塊がそのまま下降すれば、水蒸気量を変化する要因がないので、下降域の鉛直方向全域にわたって水蒸気混合比は一定に保たれるはずである。しかし、下降域でも対流圏中層では、わずかに絶対湿度が増えており、これは積雲の中心からの水蒸気の水平方向へのしみ出しによると考えられる。このしみ出しは、値としては小さいが、以下に述べるように相対湿度の鉛直プロファイルを決定する重要な要因となっている。

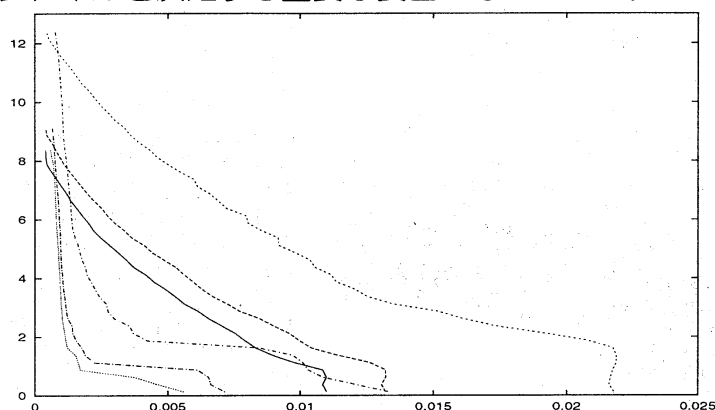


図3 上昇流域および下降流域の中心の鉛直軸に沿ってみた平衡状態における時間平均水蒸気混合比の鉛直分布。値の大きな右側の曲線が積雲の中心に沿ったもの、値の小さな左側の曲線は下降域の中心軸に沿ったもの。値の小さいほうからそれぞれStd, Enh, Xtrに対応している。下降域では、気塊がそのまま下降するのではなく、対流圏中層でわずかながら湿潤化しながら下降していることが確認できる。

相対湿度は、CBL 上端と対流圏界面付近で極大値をとり、大気下端と対流圏中層で大きく減少する鉛直分布をもつ。CBL 上端の極大値は浅い対流に伴う境界層上の雲水凝結域に、圏界面付近の極大値は深い対流に伴う積雲によって水蒸気が除去される領域の上端に対応している。対流圏中層では相対湿度が減少しているが、上昇流の軸と下降流の軸に沿って相対湿度をみると、

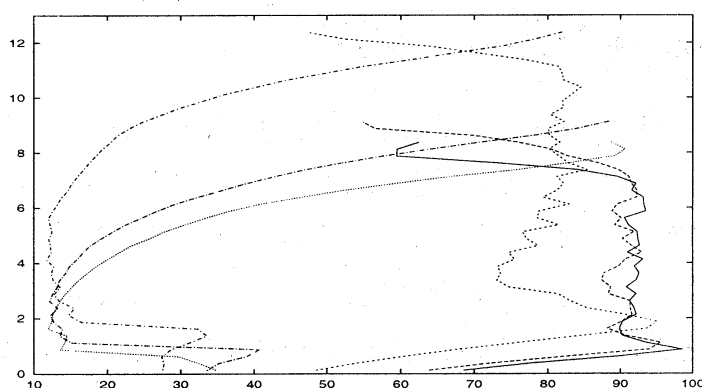


図4 上昇流域および下降流域の中心の鉛直軸に沿ってみた平衡状態における時間平均相対湿度の鉛直分布。100[%]に近い右側の曲線が積雲の中心に沿ったもの、左側の曲線は下降域の中心軸に沿ったもの。下降流域の対流圏中層に、相対湿度の値が12[%]で鉛直方向にほぼ一定になる層が確認できる。この一定値はCO₂の濃度によらない。この層の領域が、水蒸気混合比が鉛直勾配をもっている領域に対応している。

(図 4)、下降流域では鉛直方向に相対湿度が一定の層が形成されており、その相対湿度の値(12%)は CO₂ 量によらずほぼ完全に一致している。大気は下層ほど高温になっているが、水蒸気混合比が、積雲から遠方ほど、上層ほど小

さくなるような積雲を対称軸とする三角形の2次元空間分布もつことにより、固定した水平位置でみると水蒸気混合比が下層ほど増加して、相対湿度を高さ方向に一定に保っている(図5,6).

一方、煙突対流モデルでは、下降流域では下降する空気塊に含まれる水蒸気混合比が変化しないため、水蒸気混合比の空間分布は下降流域で鉛直方向に一様で、相対湿度は下層ほど低くなるはずである。これは力学的モデルの結果が示す特徴とは異なっている。

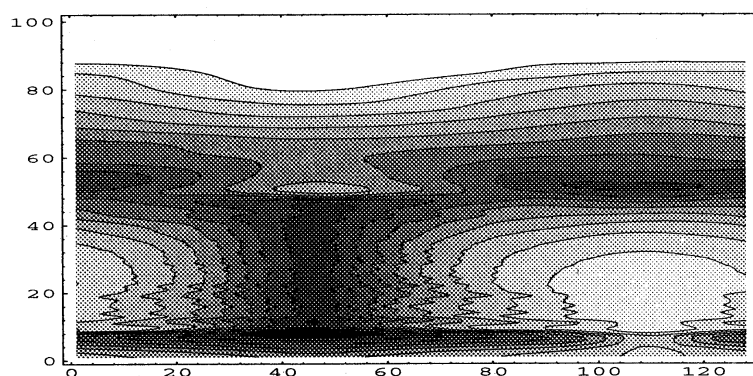


図5 相対湿度の2次元平面内の空間分布。横軸は水平方向[km]、縦軸は $z=0$ [km]から $z=25$ [km]までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]、等値線の間隔は 10[%]。積雲の内部の最大値は時間平均しても 80[%]を超える。一方、下降流の中心付近では一定値 12[%]をとる領域の存在が確認される。また、この一定値は CO_2 量によらない。

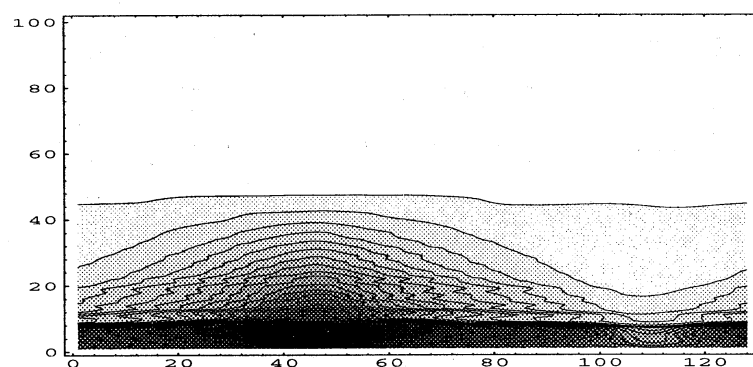


図6 水蒸気混合比の2次元平面内の空間分布。横軸は水平方向[km]、縦軸は $z=0$ [km]から $z=25$ [km]までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]、縦軸は高さで単位は[grid=250m]、等値線の間隔は 1×10^{-3} [kg/kg]。最大値は 2.2×10^{-2} [kg/kg]。積雲の外部で明らかに水平・鉛直勾配を持った「三角形」の水蒸気分布が確認できる。

力学的モデルの結果のように定常的に下降流のある領域で三角形の水蒸気場が維持されるためには、積雲が堅牢な煙突で覆われているのではなく、積雲からの水平方向への水蒸気のしみだしがなければならない。しかし、モデル計算の結果が示す直接的な水平方向の水蒸気流束には間欠的に成長する積雲が作る強い擾乱が含まれており、下降流域の水蒸気輸送に関して有意な傾向がみられない。そこで、比較的擾乱の少ない鉛直方向の流束を用いて間接的に水平水蒸気流束を得ることにより、三角形水蒸気分布の維持機構を確認することができる。

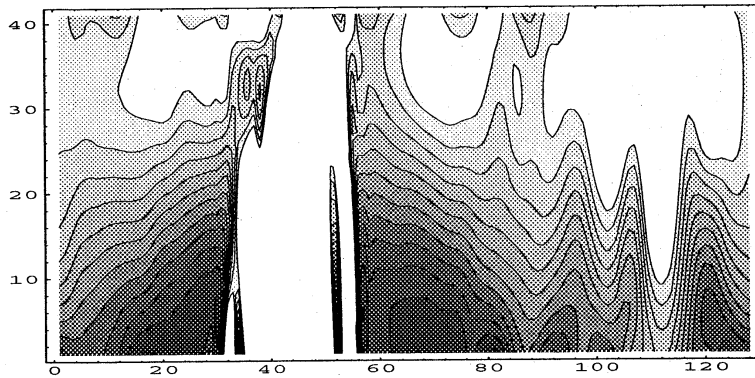


図7 下向き鉛直質量流束の2次元平面内の空間分布。横軸は水平方向[km]，縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]。等値線の間隔は $5 \times 10^{-4} [\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 。最大値は $8.9 \times 10^{-3} [\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ ただし、各水平位置ごとに、高さに関する3次関数を用いた最小自乗法による鉛直方向のデータの平滑化を施してある。

下降流域での時間平均した鉛直質量流束(図7)は、煙突対流モデルが主張するような一様なものではなく、基本的に下方ほど絶対値の大きい値をとる発散場になっている。連続の式

$$-\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} w)$$

から、この鉛直発散分を補うべき水平流速の収束分が得られるが、下降流域の中心で水平流速が0であるという仮定をおいて、これを水平方向に積分することにより、擾乱の少ない比較的なめらかな水平流速場を再構築することができる(図8)。各空間点において、この水平流速と、平衡状態での時間平均

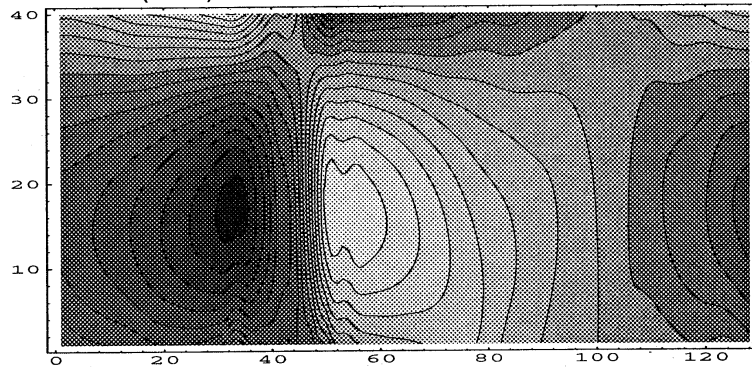


図8 鉛直質量流束分布から連続の式を用いて再構築した水平質量流束の2次元平面内の空間分布。横軸は水平方向[km]，縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]。等値線の間隔は $5 \times 10^{-3} [\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 。 $z=9[\text{km}]$ 付近で最大になり、絶対値の最大値は $4.2 \times 10^{-2} [\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 。積雲から外へ向かう水平質量流束が確認できる。

水蒸気混合比(図6)とをかけあわせれば、その点における擾乱成分を除く平均的な水平水蒸気流束の近似値

$$\langle F_{qx} \rangle \equiv \langle qu \rangle \approx \langle q \rangle \langle u \rangle$$

が得られる(図9)。このようにして得られた水平水蒸気流束の水平収束分(図10)と、実際のモデル計算の結果として与えられる鉛直水蒸気流束の鉛直発散分(図11)とは、よい一致を示す。すなわち、発散場をもつ鉛直水蒸気流束と、積雲の側面からの収束場をもつ水平水蒸気流束とが相補って、下降流域での定常的な三角形の水蒸気分布を維持している。なお、数値的安定性のための

水蒸気の水平拡散項は、移流の輸送効果にくらべて3桁小さく、無視できる。

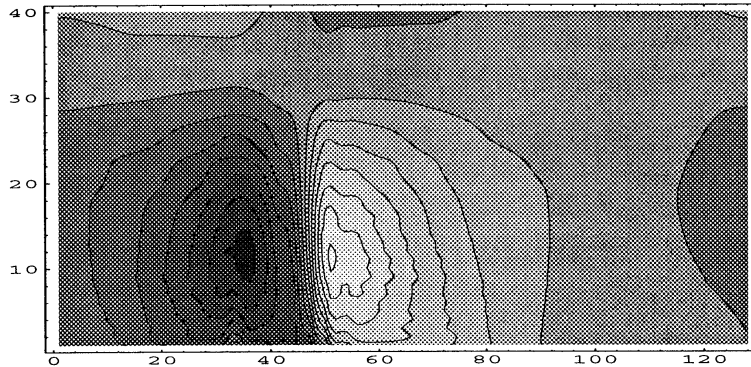


図9 水蒸気分布と再構築した水平質量流束分布とから得られた水平水蒸気流束の2次元平面内の空間分布。横軸は水平方向[km]、縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]。等値線の間隔は $5 \times 10^{-8} [\text{kgkg}^{-1}\text{ms}^{-1}]$ 。 $z=7[\text{km}]$ 付近で最大になり、絶対値の最大値は $3.3 \times 10^{-4} [\text{kgkg}^{-1}\text{ms}^{-1}]$ 。積雲から外へ向かう水平水蒸気流束が確認できる。

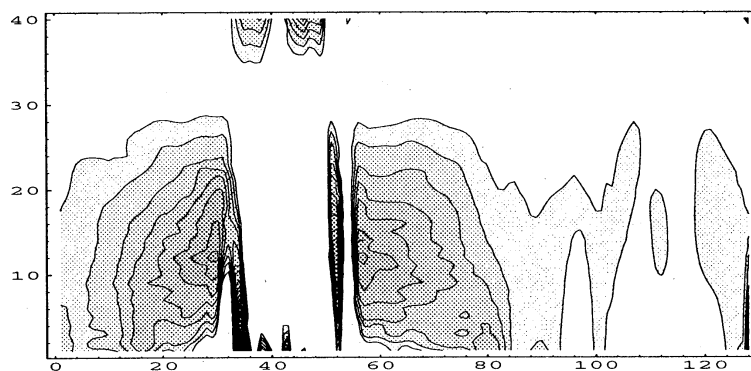


図10 再構築された水平水蒸気流束の水平収束の2次元空間分布。横軸は水平方向[km]、縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで目盛りの単位は[grid=250m]。等値線の間隔は $2 \times 10^{-9} [\text{kgkg}^{-1}\text{s}^{-1}]$ 。積雲の外部では水平水蒸気流束は収束場となっている。

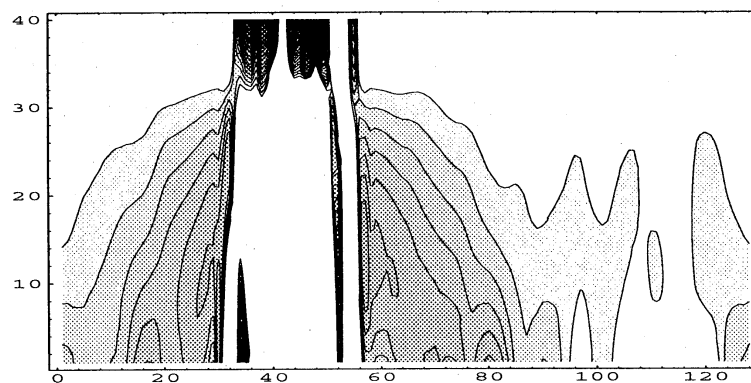


図11 モデル内で実際に計算された鉛直水蒸気流束の鉛直発散の2次元空間分布。横軸は水平方向[km]、縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで、縦軸の目盛りの単位および等値線の間隔などは図7のものと同一。積雲の外部では鉛直水蒸気流束は発散場となっている。図7と図8とは非常に近いものとなっており、これらの量が相補的であることを示している。

さらに、温度の水平勾配は非常に小さいので水平方向の熱の輸送は小さく、平衡状態の下降流域では基本的に放射冷却と下降流に伴う断熱加熱とがつりあって熱的に平衡していると考えられる。すなわち、 Γ を気温減率として

$$-\left(\frac{g}{c_p} - \Gamma\right)w = -\frac{1}{c_p \bar{\rho}} \frac{\partial F_R}{\partial z}$$

なる関係が成り立っているはずである。これを用いて、時間平均したモデル内の放射冷却場から期待される鉛直質量流束の場(図12)を得ることができる。

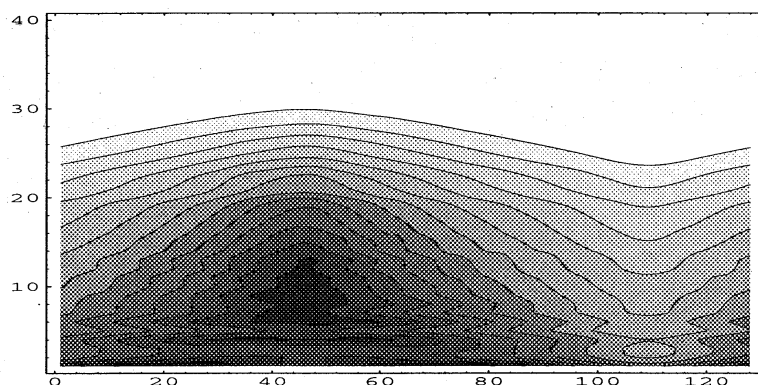


図 12 放射冷却とつりあう断熱加熱が定常的にあるとしたときに期待される下向き鉛直質量流束の 2 次元平面内の空間分布。横軸は水平方向 [km]，縦軸は $z=5[\text{km}]$ から $z=15[\text{km}]$ までの高さで目盛りの単位は [grid=250m]。等値線の間隔は $5 \times 10^{-4} [\text{kgms}^{-1}]$ 。最大値は $7.0 \times 10^{-3} [\text{kgms}^{-1}]$ 。積雲外では実際に観測される鉛直質量流束分布(図 4)とよく一致しており、放射過程が水蒸気循環に大きく関わっていることを示している。

このようにして得られた鉛直質量流束場は、実際にモデルが計算結果として与えている鉛直質量流束場(図 7)と、積雲の近傍を除いてきわめてよく一致する。このことは、水蒸気分布を維持している流れの場が、下降流域での熱的平衡の関係において、放射冷却場と整合的であることを示している。

結論

積雲対流を明示的に扱う力学的モデルの結果によると、大気下端に対流混合層が形成され、この層内での大きな温度勾配により、CO₂量が増大した場合に、対流混合層の存在を考慮しないものに比べて、大気下端での温度上昇分が大きくなる。この"Sub-Cloud Layer Warming"とでもいうべき現象は、これまでの放射対流平衡モデルによっては報告されていない新たな結果であり、大気の底に住む我々にとっては温暖化問題の深刻な一面となるおそれがある。一方、対流圏中層における平衡大気は積雲のイメージとしてよく用いられている積雲煙突モデルのものとは異なり、積雲を対称軸としてもつ三角形の構造の水蒸気場を伴っている。このような水蒸気場を維持するために、湿潤な積雲の領域から乾燥した下降流域への水蒸気のしみだしがあり、そのしみだしをつくっている水蒸気循環場は下降流域での放射冷却が駆動する流れと強く結びついている。

参考文献

- Intergovernmental Panel on Climate Change, 1990: Climate Change: The IPCC Scientific Assessment. Cambridge University Press, 365pp.
- Lindzen, R.S., 1990: Some coolness concerning global warming. Bull. Amer. Meteor. Soc., 71 288-299

Manabe,S., and R.F.Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. J.Atmos.Sci., **21**, 361-385

Satoh,M., and Y.Y.Hayashi, 1992: Simple cumulus models in one-dimensional radiative convective equilibrium problems. J.Atmos.Sci.**49**,1202-1220